

# 체적팽창효과를 고려한 예혼합화염과 와동의 상호작용에 관한 연구

정의현\*, 권세진\*\*  
(1998년 2월 16일 접수)

## The Interaction of Vortex and Premixed Flame with Consideration of Volume Expansion Effect

Eui-Heon Chung and Se-jin Kwon

**Key Words :** Premixed Flames(예혼합화염), Volume Expansion(체적팽창), G-equation(G-방정식), Flame-Vortex Interaction(화염-와동 상호작용)

### Abstract

A method is developed to include the effect of volume expansion in the description of the flame dynamics using G-equation. Line volume-source is used to represent the effect of the exothermic process of combustion with source strength assigned by the density difference between the burned and the unburned region. The present model provides good agreement with the experimental results. Including volume expansion, the flow field is adjusted to accommodate the increased volume flow rate which crossing the flame front and the result predicts the same behavior of measured velocity field qualitatively. The effect of increasing volume expansion does not change the initial growth rate of flame area but increase the residence time. Consequently this effect increases the maximum area of flame front. The flame propagation in varying flow field due to volume expansion provides a promising way to represent the wrinkled turbulent premixed flames in a numerically efficient manner.

#### 기호설명

$G$  : 화염면을 정의하는 스칼라 함수  
 $P_T/P_L$  : 규격화된 화염길이  
 $\vec{r}$  : 변위벡터(displacement vector)  
 $P$  : 연소 생성물(burned product)  
 $R$  : 반응물(unburned reactant)  
 $S_u$  : 층류화염 전파속도  
 $S_L$  : 스트레치를 무시한 층류화염 전파속도  
 (unstretched laminar flame speed)  
 $t_R$  : 잔류시간(residence time)  
 $T$  : 온도  
 $U_c$  : 와동 이동속도(vortex convection velocity)

$U_t$  : 평균 연소속도  
 $U_\theta$  : 와동 회전속도(vortex rotation velocity)  
 $\vec{v}$  : 유동의 속도 벡터  
 $V_{mean}$  : 평균 유동장 속도(mean velocity)  
 $V_{ind}$  : 체적팽창에 의한 유도속도  
 (induced velocity due to volume expansion)  
 $\phi$  : 속도 포텐셜(velocity potential)  
 $\gamma$  : 선체적 생성 강도,  $\gamma = (v-1)S_u$   
 $v$  : 체적팽창계수(volume expansion ratio)  
 $\rho$  : 밀도

#### 하첨자

$b$  : 연소가스 영역(burned region)  
 $m$  : 평균속도장(mean velocity)  
 $u$  : 미연가스 영역(unburned region)  
 $f$  : 화염면(flame front)

\* 한국과학기술원 항공우주공학과 대학원,  
 (現) 공군사관학교 항공공학과 교관  
 \*\* 회원, 한국과학기술원 항공우주공학과

## 1. 서론

난류 예혼합화염 전파에 대한 연구는 난류연소 속도가 층류연소속도보다 훨씬 크기 때문에 실용적인 측면에서 매우 중요하다. 이때 연소속도를 높이는 일은 주어진 연소실의 크기에서 고출력을 낼 수 있기 때문에 불꽃 점화 엔진, 가스 터빈 엔진 및 공업용 버너 등에서 널리 요구되고 있으나 현상에 대한 이론적인 기술에 대해서는 아직도 논란이 되고 있다<sup>(1)</sup>. 한편, 탄화수소의 실용적 연소 과정에서 화염의 두께는 난류 유동장의 최소 스케일 즉, Kolmogorov scale 보다 작기 때문에 화염면은 난류 유동장에 의해 변형되는 층류 화염으로 취급이 가능하다. 난류 유동장은 화염의 내부 구조에 영향을 주지않고 전체 반응 면적 증대에만 관여하며 이러한 조건을 만족하는 난류 화염의 영역을 층류 화염면 영역(laminar flamelet regime)이라 하는데 본 연구에서는 화염이 이 영역에 존재하는 것으로 가정한다.

다양한 유동장에서 형성되는 층류 화염의 구조와 형태를 알기 위해서는 질량, 운동량, 에너지 및 화학종 보존을 지배하는 비정상 3차원 연립 편미분 방정식을 풀어야만 하나 대류항과 화학반응항의 높은 비선형성으로 인하여 해를 구하기가 용이하지 않다. 따라서 유동장 내에서 예혼합화염 전파를 기술하는 모델을 찾는 것은 직접적인 해를 구하는데 대한 대안으로서 중요한 의미를 갖는다. 이때 층류 화염면 가정은 화학 반응과 난류의 복잡한 상호작용을 분리하는 데에 유용하다<sup>(2)</sup>. 수학적으로 화염면과 같이 호이겐스 원리(Huygens' principle)를 만족시키며 전파되는 화염면을 표시하는 스칼라 함수  $G$ 를 이용하는 방법이 Markstein<sup>(3)</sup>과 Kerstein 등기 우편<sup>(4)</sup>에 의해 제안되었다. 화염면은  $G(\vec{r}, t)$ 의 값이 0인 등위곡선(level surface)으로 정의되며 이 면의 연속체 내의 운동은 Hamilton-Jacobi 방정식 군에 속하는 지배 방정식으로 묘사된다.

Aldredge<sup>(5)</sup>는  $G$ -equation을 사용하여 주기적 전단류(periodic shear flow)에서 정상상태 화염의 특성을 연구하였으며 이때 화염 스트레치의 영향도 고려하였다. 또한 Zhu와 Ronney<sup>(6)</sup>는 Taylor Couette 유동에서의 화염 전파를 묘사하였는데, 무차원 난류강도와 평균 화염 전파 속도 사이의 관계를 실험결과와 비교하여 잘 일치하는 결과를 구했다. 그러나 이는 등밀도 가정을 만족하는 액체화염의 전파에 관한 실험으로서 열팽창(thermal expansion)을 무시할 수 있었기 때문이었다. 한편, Sung 등<sup>(7)</sup>

은  $G$ 의 공간구배인  $g$ 를 종속변수로 하여 다양한 화염 형상과 유동조건에 대한 해석해를 유도하였으나 여전히 열팽창 효과는 무시하였다. 일반적으로  $G$ -equation은 속도항을 통하여 유동장과 연계되어 있다. 물리적으로 유동장이 화염을 이송시키고(advect) 화염은 화학반응으로 인한 열팽창을 통해 유동장에 영향을 미침으로써 서로 상호작용을 한다. 하지만 지금까지는 전자만이 고려되어 등밀도 가정(constant density assumption)하에, 화염면을 통한 열방출(heat release)이 무시되어져 왔다<sup>(2, 5, 7)</sup>. 그러나 정적연소실(closed combustion vessel)에서의 구형 화염전파에서는 화염전파속도가 층류화염속도보다 4~5 배 빠르다고 알려져 있다<sup>(8)</sup>. 만약 화염의 열팽창을 고려하지 않는다면 기존의  $G$ -equation의 해법으로는 이 현상을 설명할 수가 없다.

한편 Ghoniem 등<sup>(9)</sup>은 랜덤 와류법(Random Vortex Method, RVM)과 SLIC(Simple Line Interface Calculation)을 사용하여 난류 화염전파를 정성적으로 묘사하는 MIMOC 알고리즘을 고안하였다. 그러나 MIMOC은 이차원으로 한정되어 있고 RVM이 근본적으로 직접수치모사법(DNS)이기 때문에 극히 많은 계산 시간을 요구하는 문제점이 있다. 본 연구에서는 여기서 사용한 체적생성의 개념을 도입하여 화염의 열팽창을 선체적생성항(line volume source)으로써 모델링하였다.

본 연구의 목적은 오일러안 관점에서 화염의 전파를 기술하는  $G$ -equation으로 지금까지 사용된 수동적 화염 전파의 한계를 극복하는 방법을 제시하는 것이다. 즉,  $G(\vec{r}, t) = 0$ 으로 정의되는 화염면을 추적하여 열팽창의 효과를 고려함으로써 화염이 주위 유동장을 재편하는 효과를 예측하고 매순간 변화되는 유동장이 다시 화염면의 전파에 미치는 영향을 해석한다. 그리고 이 방법을 사용

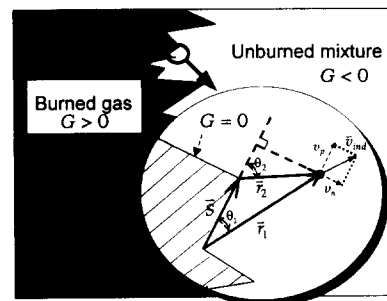


Fig. 1 Schematic diagram of thin flame surface where line volume source is assigned to obtain induced velocity.

하여 화염-와동 상호작용 문제에 적용하여 그 타당성을 검증하기로 한다. 이러한 연구는 난류 예혼합화염 모델링에서 체적팽창의 효과를 고려하기 위한 중요한 시도가 될 것이다.

## 2. 지배방정식 및 수치해의 검증

예혼합 화염 전파를 기술하기 위해 무차원화 시킨  $G$ -equation 은 다음과 같다.

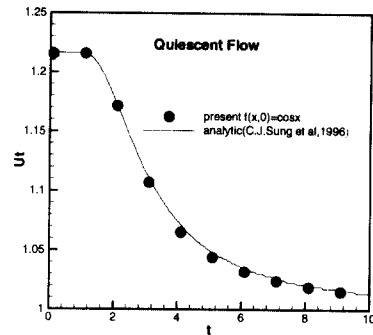
$$\frac{\partial G}{\partial t} + \bar{v} \cdot \nabla G = S_u |\nabla G| \quad (1)$$

이때  $G(\vec{r}, t)$ 는 스칼라 변수로서 그 값이 0인 등위곡선이 화염면을 나타낸다. Fig. 1에서  $G > 0$ 인 부분은 연소가스 영역이고  $G < 0$ 인 부분은 미연가스 영역을 나타낸다. 그리고  $\bar{v}$ 는 유동의 속도이고 우변의  $S_u |\nabla G|$ 항은 호이겐스 원리(Huygens principle)에 의한 화염의 전파를 나타낸다. 여기서 길이는 속도장의 평균 섭동(average fluctuation)의 크기로, 속도는 층류화염속도로, 시간은 이 두 스케일의 비로 무차원화 하였다.

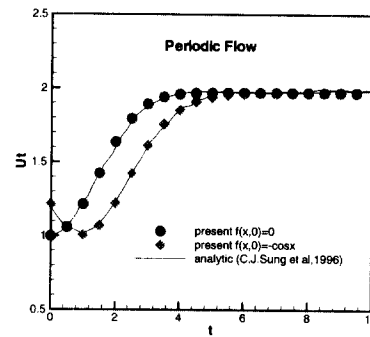
지배방정식의 차분화는 유한체적법(finite volume method)을 사용하였고, 공간에 대해서는 2차, 시간에 대해서는 1차의 정확도를 갖는 외재적(explicit) 해법인 Zhu와 Ronney<sup>(6)</sup>의 방법을 참고하였다. 격자계는  $\Delta x = \Delta y = h$ 인 등간격 엇물림 격자계(staggered grid)를 사용하였고 경계 조건은 계산 영역 밖으로 무한영역을 가정하고 상하좌우에 내부에서부터 일차원 외삽법을 적용하였다. 시간 간격은 다음의 CFL 조건을 만족시키는 범위내에서 다음과 같이 선택하였다.

$$\Delta t \cdot \max \left( \frac{|u_{i,j}|}{h}, \frac{|v_{i,j}|}{h}, \frac{S_u + U_c}{h} \right) \leq 1 \quad (2)$$

프로그램의 검증을 위하여 1996년 Sung 등<sup>(7)</sup>에 의해 연구된 2차원 유동장에서 화염전파 문제의 해석해와 비교하였다. 열팽창을 고려하지 않았을 때 Fig. 2의 (a)와 (b)는 각각 정지한 유동장에서 초기 코사인 곡선 모양 화염의 전파와 주기적인 속도장 내에서 평면 화염과 역코사인 형태 화염의 전파에서 평균연소속도를 나타낸 것으로 해석해와 잘 일치함을 알 수 있다. 이때 층류화염 전파속도가 일정하다는 가정하에서 평균 연소속도는 화염의 전체 길이와 평균 화염전파 방향에 수직한 방향의 단면 길이의 비로 정의된다.



(a)



(b)

Fig. 2 Average flame speed in (a) quiescent flow and in (b) periodic flows with different initial flame shapes where  $f(x,0)$  is the initial flame shape.

## 3. 이론적 고찰

본 연구는 2차원 형상에서 체적팽창 효과를 고려한 예혼합화염 전파를 해석하는 것으로서, 이때 사용된 가정은 다음과 같다. 화염은 층류 화염면 영역에 속하고 2차원 유동장은 화염면을 경계로 미연가스와 연소가스(unburned mixture and burned gas)의 두 비압축성 매질로 구성된다. 이때 화염면 전후에서 압력은 일정하다<sup>(9)</sup>. 또한 미연 가스는 화염면을 통과하면서 불연속적인 체적팽창을 겪게 된다. 그리고 체적팽창을 고려할 경우에 전체 속도장은 매순간 고정된 평균 속도장에 화염면의 체적팽창에 의해서 변화하는 속도장이 중첩되어 구해진다. 한편 비교적 영향이 적은 화염 스트레치는 무시하며 국부 화염 전파속도는 일정하게 둔다<sup>(6)</sup>. 본 장에서는 예혼합화염의 열팽창 효과를 선체적 생성항으로 모델링하고 해석적인 방법으로 유도속도를 구하고 문제에 적용하는 방법을 설명한다.

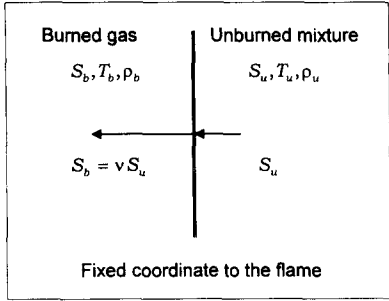


Fig. 3 Concept of volume expansion effect in 1-dimensional flame propagation .

3.1 1 차원 예혼합화염 전파에서의 열팽창 효과

Fig. 3 은 평면 화염면에 고정된 좌표에서 밀도 차로 인한 속도 변화는 연속

방정식에서 단위 길이당  $(v-1)S_u$  의 세기를 갖는 선체적생성(line volume source)으로 나타낼 수 있음을 보여준다. 여기서  $v$  는 연소가스와 미연가스의 온도비를 나타내는 체적팽창계수이다.

좌표계를 화염면에 고정하고 무한소 두께의 검사체적이 화염면을 포함하도록 할 때 질량보존을 만족하려면,

$$\rho_b S_b = \rho_u S_u \quad (3)$$

이다. 화염 전파의 속도가 음속에 비하여 현저히 낮으므로 압력이 일정하다고 가정하면,

$$\frac{\rho_u}{\rho_b} = \frac{T_b}{T_u} \equiv v \quad (4)$$

이 성립한다. 따라서 생성물 영역에서 추가로 발생하는 체적은 단위 화염 길이당,

$$S_b - S_u = (v-1)S_u \quad (5)$$

가 된다. 이 양을 단위화염길이의 선체적강도로 사용하기로 한다.

3.2 이차원 유한 선체적생성항으로 발생하는 유도 속도의 계산

Fig. 1 은 화염의 곡면을 유한한 선분들로 근사하고 각각에 길이에 비례하는 선체적생성항을 분포시킬 때 유도되는 속도를 개념적으로 보여준다. 포텐셜 이론에서 무한소 길이  $ds$  의 선체적생성항에서 유도되는 속도 포텐셜은 다음과 같다.

$$d\phi = \frac{S_u(v-1)}{2\pi} \ln \sqrt{(x_p - s)^2 + y_p^2} \cdot ds \quad (6)$$

이것을 유한한 길이의 선분에 대해서 적분하면,

$$\phi = \frac{S_u(v-1)}{2\pi} \int_{s_1}^{s_2} \ln \sqrt{(x_p - s)^2 + y_p^2} \cdot ds \quad (7)$$

라 쓸 수 있다. 따라서 하나의 화염편(flame line segment)으로부터 공간상의 한 점  $(x_p, y_p)$  에 유도되는 속도의 화염편에 대한 평행 및 수직 성분은 위의 속도 포텐셜을 미분함으로써 구해진다. 즉,

$$v_p = \frac{\partial \phi}{\partial x} \Big|_p = \frac{S_u(v-1)}{2\pi} \ln \left( \frac{\sin \theta_2}{\sin \theta_1} \right) \quad (8)$$

$$v_n = \frac{\partial \phi}{\partial y} \Big|_p = \frac{S_u(v-1)}{2\pi} (\theta_2 - \theta_1) \quad (9)$$

와 같다. 한편, 계산영역내의 한 점에서의 유도 속도는 위의 방식으로 모든 화염편에서 유도되는 속도를 중첩하여 구해진다.

3.3 화염추적 알고리즘과 체적생성항 첨가화염

화염의 열팽창을 고려하려면 화염의 위치 정보를 알아야 한다. 그러나 오일러 방식에서는 각 격자점에서  $G$  의 값이 주어지기 때문에 격자를 잇는 선상에서  $G = 0$  으로 정의되는 화염노드(flame point)는 인접한 격자점의  $G$  값이 각각 양수와 음수인 경우에 일차 보간법으로 구할 수 있다. 이때 격자는 충분히 조밀하여 화염면이 한 셀에서 최대 두 점밖에 통과하지 못한다고 가정한다. (단, 점점 부분은 따로 처리함). 화염이 존재하는 인접셀을 따라가면서 화염면을 찾도록 해서 화염 추적에 걸리는 시간을 단축하도록 했다. 이렇게 화염노드들을 모두 찾으면 각 노드를 연결하는 화염편들에 대해서 그 길이에 비례하는 강도를 갖는 선체적생성항을 부여한다. 그리고 3.2 절에 유도된 바대로 해석적인 방법으로 모든 화염편에서 각 격자점

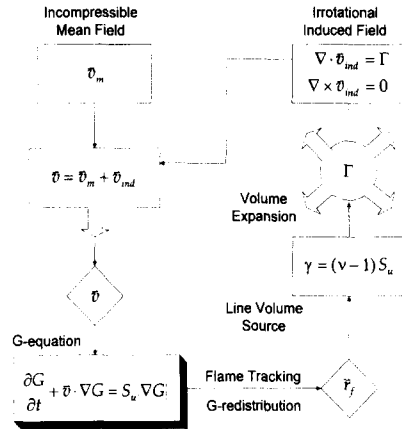


Fig. 4 Block diagram of the present algorithm of active flame propagation.

들에 유도되는 속도를 중첩하여 유도 속도장을 구성하였다. 따라서 매순간 화염면의 모양이 바뀔 때마다 유도되는 속도장도 달라지게 된다.

Fig. 4에 본 연구에서 고안한 능동적 화염 전파 알고리즘을 개략적으로 도시하여 놓았다.

#### 4. 열팽창 효과를 고려한 수치해와 실험 결과와의 비교

1998년에 Mueller 등<sup>11)</sup>은 PIV를 사용하여 평면 예혼합화염과 3차원 고리와의 상호작용을 상세히 관찰하였다. 본 연구에서는 그 결과 중 약한 세기의 와동(weak vortex)과 중간 세기의 와동(intermediate vortex)의 경우에 각각 50, 95, 130 ms와 25, 70, 85 ms의 순간을 비교해 보았다. Fig. 5와 Fig. 6에서 각각의 경우에 대해 유사한 조건을 적용하여 수치적으로 모사한 결과를 나타내었다.

Fig. 5의 (a)는 화염의 열팽창을 고려하지 않은 기존의 G-equation을 푼 결과이다. 이때 역회전 와쌍이 일정한 이동속도  $U_c = 0.340$  m/s로 위로 이동하게 하였다. 유의할 점은 매순간 속도장의 모양은 고정되어서 변화하지 않는다는 것이다. 화염의 모양은 실험결과보다 목부분이 빨리 줄어들어서 (a3)에 이르러서는 먼저 침점이 발생함을 알 수 있다. 그림에서 박스상의 한 칸의 간격은 1 cm이다.

Fig. 5의 (b)는 체적팽창계수  $\nu = 2.5$ 인 경우의 열팽창을 고려한 화염면의 모양과 유동장을 보였다. 약한 와동의 경우에 시간이 95 ms에서 가운데 목의 두께를 살펴보면 실험치는 약 2.8 cm, 기존의 해는 약 1.2 cm, 본 연구의 해는 약 1.6 cm로서 열팽창을 고려할 경우에 더욱 현상에 근접해 감을 추론할 수 있다. 또한 130 ms 때의 목의 높이는 실험이 약 3.5 cm, 기존의 해는 약 2 cm, 본 연구의 해는 약 2.8 cm로서 유사한 경향을 보인다. 그 이유는 화염주위의 유동장에서 찾을 수 있다. 먼저 (c)를 보자. 이것은 (a)에서 보이는 평균 유동장을 제외한 순전히 화염면에서 체적팽창으로 유도되는 속도장을 나타낸 것이다(3.3 절 참고). 한편, (c2)에서 목부분의 화염면 상부에서 윗방향으로 비교적 강한 유도속도 성분과 목의 좌우로 뺏어나가는 속도성분의 존재가 체적팽창을 고려하지 않은 경우 (a)보다 목의 두께와 높이가 더 실제값에 접근함을 정성적으로 잘 설명해준다. 또한 현재의  $\nu = 2.5$ 인 경우에서는 (a)의 평균 유동장의 크기와 (c)의 유도 속도장의 크기가 서로 비슷한 오더를 가짐을 볼 수 있다. 그러나 실제로  $\nu = 5.7$ 인

실험결과를 보면 화염주위에서 유도되어서 뺏어나가는 속도가 와동 주위의 속도보다 서너 배 더 큰 것을 관찰할 수 있다[10]. 따라서 본 연구에서 사용한 모델에서도 체적 팽창계수가 실제적인 값을 갖도록 한다면 더욱 더 실험에 근접하리라 사료된다. 한편, (b)에서는 본 연구의 결과적인 화염면과 유동장을 나타낸 것으로서 유동장은 (a)의 평균 유동장에 매순간 화염면의 모양에 따라 변화하는 유도 속도장(c)을 중첩시켜서 매순간 화염면에 영향을 받아 변화하게 된다. 향후 유동장도 함께 푼다면 더욱 실제적인 모사가 가능할 것이다.

Fig. 6의 중간 세기 와동의 경우에는 Fig. 5의 경우보다 와동의 강도가 더 큰 경우이다. 이때  $U_c$ 는 실험결과와 시간에 따른 와동 위치에서 대략의 관측값으로서 0.100 m/s로 일정하게 두었다. 와동이 더 강해져서 화염의 모양이 문어 머리 모양으로 발달해 나감을 볼 수 있다. 차이점은 (c)에서 볼 수 있듯이 머리 주변에서 체적팽창으로 유도되는 속도는 바깥쪽 방향이므로 이를 고려한 (b)가 (a)의 경우보다 머리가 더 커졌고 목이 두꺼운 것을 볼 수 있고 이는 실험결과와 속도장에서 유사함을 확인할 수 있다. 또한 (a)의 평균 속도장에서는 두 와동사이의 중심선을 따라서 속도 성분은 위쪽으로만 생기는데 반해 (b)에서는 유도 속도로 인해서 목 아래쪽에 y방향 속도 성분이 0이 되고 위아래에서 속도방향이 바뀌는 정체점(stagnation point)이 생기는 것을 관찰할 수 있는데 이 현상은 실험결과에서 명확히 관찰된다. 또한 70와 85 ms에서 벽근처에서 화염면의 위로는 속도성분이 거의 0이고 아래로 유한한 크기를 갖는 속도 불연속성을 관찰할 수 있는데 본 연구의 (b2) 및 (b3)에서도 유사한 현상이 관찰된다. 그러나, 체적팽창을 고려하지 않은 기존의 방법으로는 이 현상을 예측할 수가 없다.

한편 실제의 실험을 완벽하게 정량적으로 모사하는 데는 다음과 같은 수치적 한계가 존재한다. 즉, 2차원 와동 모델로 3차원 고리와의 근사하였으며 실제 고리와의 화염을 만나면서 감쇠하고 크기와 모양이 변화하며 가속도 운동을 하게 된다<sup>10)</sup>. 더구나 본 연구에서는 코드의 안정성 문제로 체적 팽창비 2.5를 사용하였는데 이 값은 실제 실험의 5.7보다 훨씬 작으며 그 외 baroclinic torque 등 여러가지 요인을 무시하였다.

이상에서 본 연구에서 도입한 화염의 열팽창을 고려한 체적 생성모델을 사용하면, 기존의 등밀도가정의 한계에서 벗어나 화염이 능동적으로 유동장에 미치는 영향을 고려함으로써 실제 현상의 주

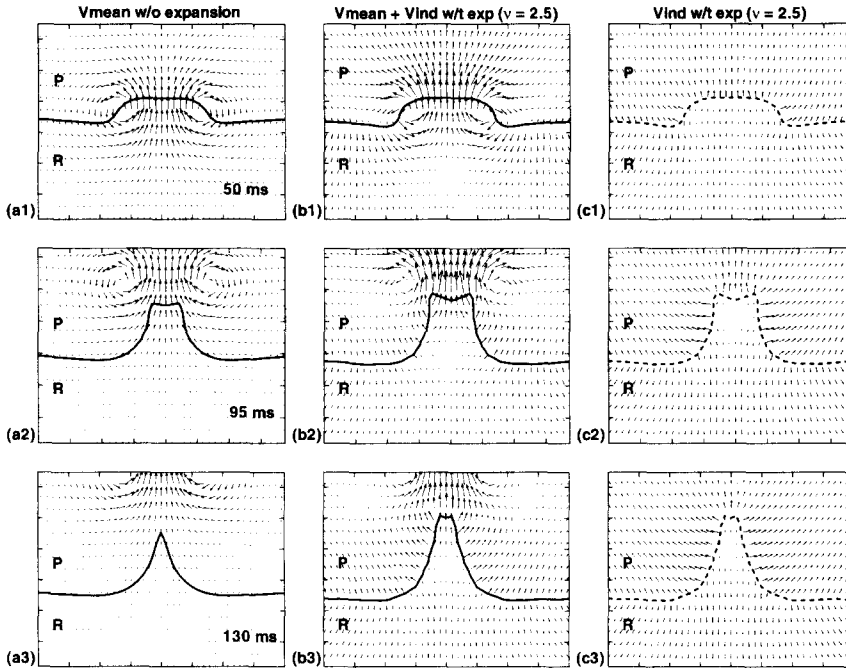


Fig. 5 Simulation of flame propagation without/with volume expansion for weak vortex at time 50, 95, and 130 ms (a) conventional without volume expansion  $V = V_{mean}$  only, (b) present with volume expansion  $V = V_{mean} + V_{ind}$  which varies each time, and (c) with volume expansion showing  $V_{ind}$  component only.

요한 물리적 현상을 더 잘 설명할 수 있음을 보였다

### 5. 결과 및 고찰

#### 5.1 문제의 정의

수많은 스케일의 에디들로 구성된 난류 유동장에서 예혼합화염의 전파를 연구하는데 있어서 가장 기본적인 문제는 단일 에디의 문제이다. 그러나 실제적인 멀티스케일의 문제로 확장하는데 있어 서로 인접해서 반대방향으로 회전하는 와쌍(counter-rotating vortex pair)을 생각해 볼 수 있다. 이때 속도장이 화염 위치에 팽창 스트레인(extensive strain)을 줄 경우와 압축 스트레인(compressive strain)을 주는 두 가지의 경우가 존재한다. 따라서 단일 와동과 두 가지 경우의 인접한 역회전 와쌍이 예혼합화염과 상호 작용하는 문제를 본 연구에서 새롭게 도입한 열팽창 효과를 고려하여 해석해 보고자 한다.

Fig.7에서 고려된 세가지 와동 조건에 대하여 도시하여 놓았다. 단일 와동의 경우를 Case A, 팽창 및 압축 스트레인을 수반하는 와쌍의 경우를

각각 Case B와 Case C라고 하자.

화염-와동 상호작용에서 중요한 영향을 주는 변수는 층류 화염면 가정하에서 실제 난류 예혼합화염의 연소율에 직접적으로 관계되는 규격화된 화염길이  $P_T/P_L$ 와 그 최대값  $(P_T/P_L)_{max}$ , 그리고 잔류시간  $t_R$ 이다. 이때 잔류시간은 다음과 같이 정의하였다. 즉, Case B와 C의 경우는 초기의 산란되지 않은 화염이 두 와동 중심간 거리의 2/3 되는 위치에서부터 최종 주화염의 최고점이 와동 중심 높이를 통과하는 시점까지 걸린 시간으로, Case A의 경우는 초기의 산란되지 않은 화염이 단일 와동의 직경의 4배가 되는 위치에서 시작하여 마찬가지로 정의를 하였다. 이 변수들에 중요한 영향을 주는 인자는 위에서 설명한  $U_\theta$ ,  $U_C$ ,  $v$  등이다. 한편, 본 연구에서는  $S_L$ 은 0.10 m/s로 일정하게 두었다

한편 와동을 수치적으로 표현하기 위해서 실험적으로 생성된 3차원 고리 와를 잘 나타내는 Oseen의 와동 모델을 사용하였다. 이것은 비압축성에서 선형 와동(line vortex)에 대한 Navier-Stokes 방정식의 해로서 와동을 표현하는데 널리 사용되

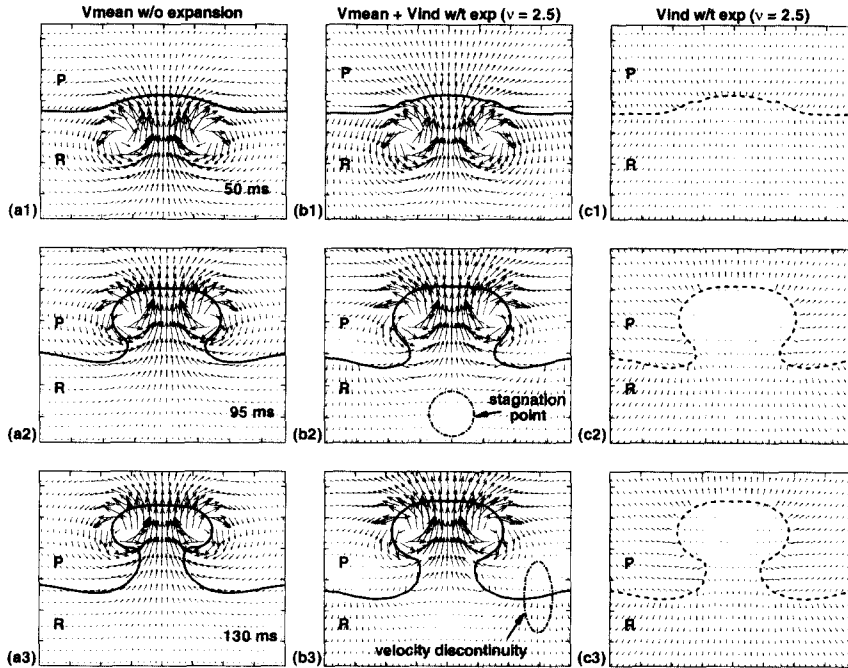


Fig. 6 Simulation of flame propagation without/with volume expansion for weak vortex at time 25, 70, and 85 ms (a) conventional without volume expansion  $V = V_{mean}$  only, (b) present with volume expansion  $V = V_{mean} + V_{ind}$  which varies each time, and (c) with volume expansion showing  $V_{ind}$  component only.

어 왔다<sup>11, 12)</sup>. 이 모델에서 유도되는 속도장은 반경이 와동 반경보다 작은 영역에서는 강체 회전에 가까우며 큰 영역에서는 포텐셜 유동과 유사한 거동을 보인다.

5.2 화염-와동 상호작용에서의 물리적 과정

Fig. 8, 9 및 10에서는 본 연구에서 고려한 세가지 조건에서의 전형적인 화염-와동 상호작용의 모양 및 화염길이의 시간에 따른 변화를 보여준다.

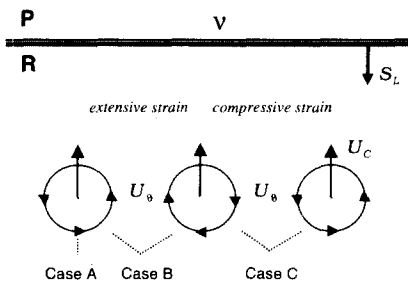


Fig. 7 Schematic diagram of configurations of flame and vortices: Case A represents single vortex interaction, Case B and Case C represent counter-rotating vortex pair with extensive and compressive strain on incident flame.

이때 화염길이 곡선의 기울기 변화에 따라서 물리적인 단계를 구분지어 표시하였다. 즉, 단일 와동의 경우(Case A)에는 화염이 와동에 부착되고 말리는 S1 단계, 말려들어난 부분과 미연가스 덩어리가 떨어져 나가면서 타들어가는 S2 단계, 최종적으로 뾰족한 침점이 타들어가며 소멸하는 S3 단계로 구분지을 수 있다. 와쌍의 경우에는 팽창 스트레인(Case B)과 압축 스트레인(Case C)의 경우에 각각 거동이 다른데 먼저 Case B의 경우에는 화염의 부착 및 말림이 일어나는 S1 단계, 양쪽의 말려들어난 부분과 떨어져나온 측방 미연가스 덩어리가 연소되는 S2 단계, 가운데 부분이 남아서 잘록하게 타 들어갔다 반응물 덩어리가 위로 떨어져 나와 연소되는 S3 단계 및 최종 침점이 소멸되어 가면서 평면화염으로 변화해가는 S4 단계로 구분된다. Case C의 경우에는 Case A의 경우와 근본적으로 같고 단지 와동이 두 개이므로 대칭면을 기준으로 양쪽에서 현상이 일어남을 직관적으로도 알 수 있다.

이상의 고찰에서 물리적 과정은 다음과 같이 정리할 수 있다. 즉, 화염의 전파방향이 와동쌍의 중심에서 생성된 유동장과 반대 방향이라면 화염

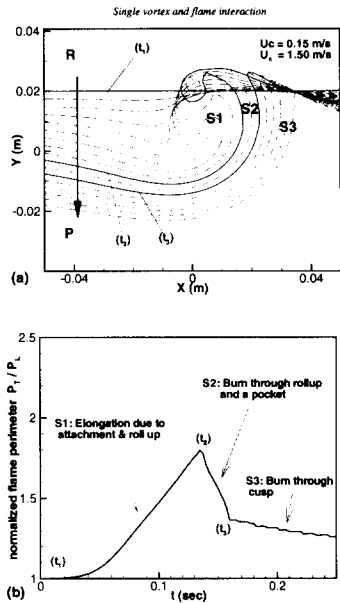


Fig. 8 Typical process of flame and single vortex interaction: (a) flame evolution, (b) time history of flame perimeter, the distinctive stages S1, S2, and S3 initiates at  $t_1$ ,  $t_2$ , and  $t_3$  respectively (Case A).

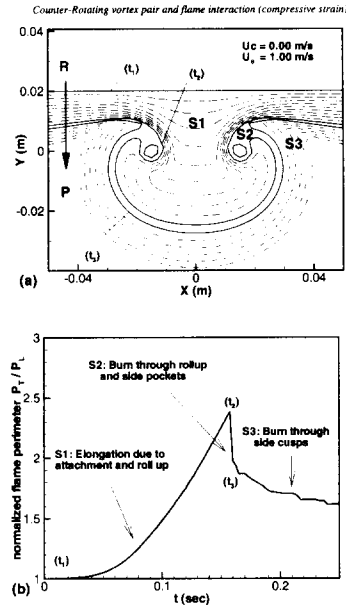


Fig. 10 Typical process of flame and counter-rotating vortex pair interaction with compressive strain: (a) flame evolution, (b) time history of flame perimeter, the distinctive stages S1, S2, and S3 initiates at  $t_1$ ,  $t_2$ , and  $t_3$  respectively (Case C).

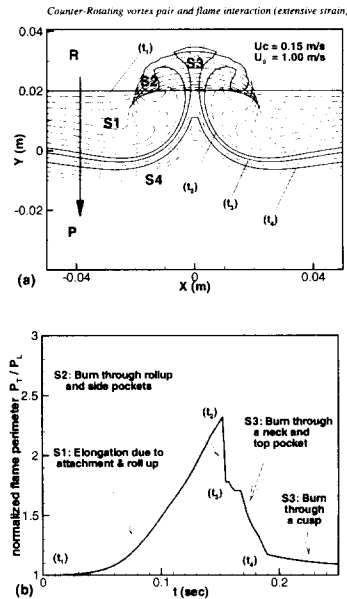


Fig. 9 Typical process of flame and counter-rotating vortex pair interaction with extensive strain: (a) flame evolution, (b) time history of flame perimeter, the distinctive stages S1, S2, S3, and S4 initiates at  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$ , and  $t_4$  respectively (Case B).

의 진행이 더디어지는 화염부착현상(flame attachment to vortex)이 일어나고, 이때 와동이 움직임에 따라 화염면은 더욱 늘어나게 된다(Fig. 9(a)). 또한 와동의 세기가 충분히 크다면 화염면이 말려들어 가면서 마침내 미연가스 덩어리가 연소가스 영역으로 떨어져 나가면서 타 들어가게 된다. 이 과정은 과도 화염길이 곡선의 기울기가 급격히 감소하는 점에 근거하여 연소 반응이 최대로 일어나는 과정이라고 할 수 있다. 다음절에서는 열팽창의 효과,  $U_c$  및  $U_\theta$ 가  $P_T/P_L$ ,  $(P_T/P_L)_{max}$  및  $t_R$  등에 주는 영향을 살펴보기로 한다.

### 5.3 열팽창의 영향

예혼합 화염면 주위의 열팽창 효과를 고려하기 위해 도입한 선체적 생성항의 영향을 알아보기 위하여 체적팽창계수  $\nu$ 를 각각 1.0, 1.5, 2.0 및 2.5로 변화시켰다. 이때  $\nu=1$ 인 경우는 등밀도 가정에 의한 체적팽창을 고려하지 않은 기존의 경우를 의미한다. 그리고  $U_c$ 는 0.30 m/s,  $U_\theta$ 는 0.15 m/s로 고정시켜 놓았다.

Fig. 11(1)에서 Case A, B, 및 C의 경우 모두 체적팽창계수가 커짐에 따라서 규격화된 화염길이의 초기 변화 모양이 그대로 유지되면서 전체적으로



증가됨을 볼 수 있다. 이때 흥미로운 현상은 최대 왜곡  $(P_T/P_L)_{max}$  에 이르기까지의 과정에서는 체적팽창계수의 크기에 관계없이 초기 기울기가 일치한다는 것이다. 이 현상은 체적팽창이 존재할 때는 와동으로 인하여 화염이 말려들어가는 속도가 느려지는 반면 체적팽창으로 인해 유도되는 속도장으로 화염이 전체적으로 커지는 영향이 서로 상쇄되어서 나타나는 결과로 추론된다.

체적팽창이 화염면의 최대왜곡에 주는 영향을 살펴보자. Fig. 12(a1)에서 보면 세가지 경우 모두  $v$ 가 증가됨에 따라서 최대왜곡도 증가함을 보여준다. 그리고 와쌍의 형상이 화염면에 팽창 스트레인을 가하는 경우에 화염면의 최대왜곡이 더욱 심하게 일어남을 알 수 있다(Fig. 9, 10 참고). 또한 Fig. 12(b1)에서 잔류시간도  $v$ 에 따라서 증가하는 경향을 보여준다.

따라서 체적팽창은 초기 화염길이의 변화율에는 별로 영향을 주지 않지만 고려하지 않은 경우에 비해 시간 지연이 있고 나서 결과적으로 화염면의 최대왜곡을 증가시키고 화염의 잔류시간도 늘린다고 할 수 있다.

#### 5.4 와동 이동속도의 영향

와동이 진행해 오는 화염에 대해 정지해 있는 경우와 화염쪽으로 다가가는 속도가 존재할 경우 그 속도에 따른 화염길이의 과도변화를 Fig. 11(2)에 나타내었다. 이때  $U_C$ 는  $S_L$ 로 규격화하였다. Case A, B 및 C 모두 와동의 이동속도가 커짐에 따라서 화염면의 최대 왜곡에 도달하기 전까지는 같은 시간에서 화염면의 왜곡은 커진다. 그 이유는 화염면이 움직이는 와동에 부착이 되어서 와동이 화염의 전파방향에 반대방향으로 움직임에 따라 화염면이 급격히 늘어나기 때문이다. 그러나 Fig. 12(a2)에서 최대 왜곡에 도달하는 시간이 더욱 짧아지고 최대왜곡 정도는 오히려 줄어드는 것을 발견할 수 있다. 그 이유는 화염면과 와동과의 상대속도가  $S_L$ 에서  $S_L + U_C$ 로 빨라져서 서로 상호작용을 할 수 있는 시간이 줄어들기 때문이다. 이것은 Fig. 12(b2)의 잔류시간이 줄어드는 결과에서도 뒷받침된다.

따라서 와동의 이동은 화염면이 와동에 부착함으로 인해 일시적으로 화염면을 빨리 늘리는 효과가 있지만 화염과 와동의 상대 속도차로 인해 변화하는 잔류시간도 결과적인 화염면의 왜곡과 연

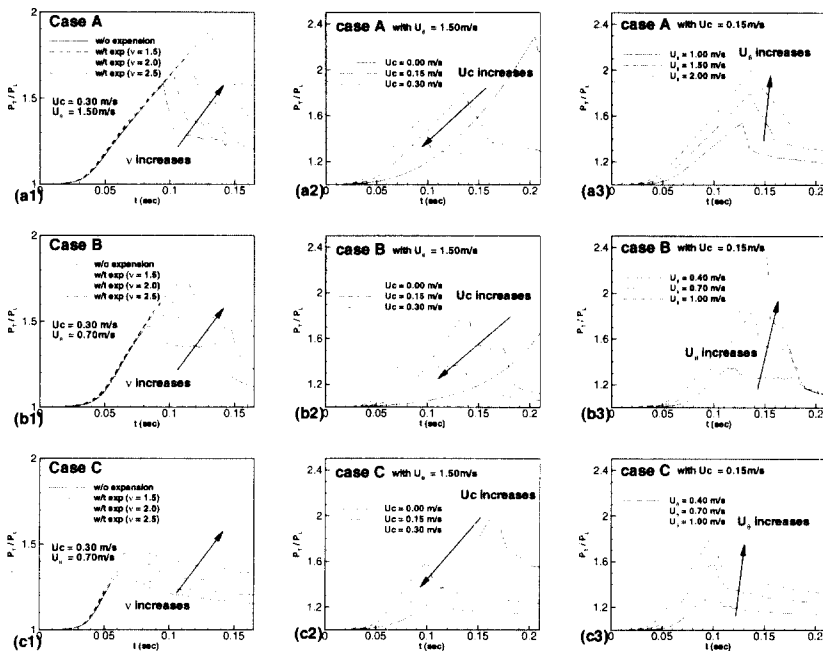


Fig. 11 Effect of (1) volume expansion, (2) vortex convection velocity, and (3) characteristic rotation velocity on flame perimeter: (a) single vortex case, (b/c) C-R vortex pair with extensive/compressive strain for cases A, B, and C.

소울에 중요한 영향을 미치게 된다.

5.5 와동 회전속도의 영향

와동의 세기, 즉 와동의 특성 회전속도의 영향을 알아보자. Case A는  $U_\theta$ 를 각각 1.00, 1.50 및 2.00 m/s 로, Case B 와 C 는 와쌍의 경우이므로 더 약한 0.40, 0.70 및 1.00 m/s 로 변화시켰다. 이때 체적팽창의 영향은 없으며 와동의 이동속도는  $U_C = 0.15$  m/s 로 통일하였다.

화염길이의 과도 변화를 Fig. 11(3)에서 살펴보면 Case A, B 및 C 모두 회전속도가 커짐에 따라 같은 시간에서의 화염길이도 증가하고 최대 왜곡도 커짐을 알 수 있다. 그 이유는 와동에 의한 화염의 말림도 더욱 빠르게 일어나고, 와동의 이동속도의 영향과는 반대로 화염이 와동 주위로 말려들어갈수록 상호작용하는 시간은 오히려 증가하기 때문이다. 이것은 Fig. 12(b3)의 잔류시간에서 확인할 수 있다. 여기서 Case B의 경우는  $U_\theta/S_L$  이 10 일 때가 5 일 때보다 잔류시간이 줄어드는데 이것은 주화염에서 떨어져 나온 상부 미연가스 덩어리가 아니라 주화염의 침점을 기준으로 잔류시간을 계산하였기 때문이다(5.1 절 참조).

따라서 와동의 세기는 강할수록 화염면의 왜곡을 심하게 하고 잔류시간도 증가시킴으로서 난류 예혼합화염의 연소율에 다른 요인보다도 큰 영향을 준다고 할 수 있다.

5.6 와동 조건들 사이의 비교검토

본 연구에서 고려한 세 가지의 상황을 서로 비교하기 위하여  $U_\theta$ ,  $S_L$  및  $v=1$  가 동일한 경우

에 두 가지  $U_C$  에 대하여 Fig. 13 에 나타내었다.

먼저 화염주위에 압축/팽창 스트레인을 주는 와쌍의 경우를 보자. 화염면의 최대 왜곡은 팽창 스트레인의 경우가 더 크게 된다. 그 이유는 와쌍 중심에서 속도장이 화염의 전파방향에 반대 방향이므로 Fig. 13(d)에 나타나듯이 화염의 잔류시간이 더 늘어나고 결과적으로 화염이 더욱 말려서 왜곡되기 때문이다. 반면에 압축 스트레인의 경우는 와동 사이의 속도장이 화염의 전파방향과 일치하여 오히려 화염이 가속되어 더 빠르게 와동을 통과하게 된다(Fig. 10 참조). 따라서 이 경우는 잔류시간이 더 짧아지게 된다. 이는 난류유동의 직접 수치모사법에 의한 모의 실험에서 팽창 스트레인이 압축 스트레인보다 발견될 확률이 높다는 결과를 뒷받침해준다<sup>[13]</sup>.

한편 Fig. 13(c)에서 화염면의 최대 왜곡은 단일 와동보다 와동쌍일 때 더 크게 됨을 확인할 수 있다.

6. 결론

본 연구에서는 층류 화염면 영역의 예혼합 화염전파를 모사하는데 널리 사용된  $G$ -equation 을 이용하여, 기존의 연구에서는 무시되었던 연소가스와 반응물의 밀도차로 인한 열팽창 효과를 선체적 생성항을 도입하여 고려하였다. 그리고 난류 유동장의 기본단위를 이루는 와동과 화염의 상호작용을 수치적으로 모사하여 지금까지의 방법에서 보여주지 못한 체적팽창의 효과를 실험과 비교하여 설명하였다. 그리고 고안된 방법을 사용하여

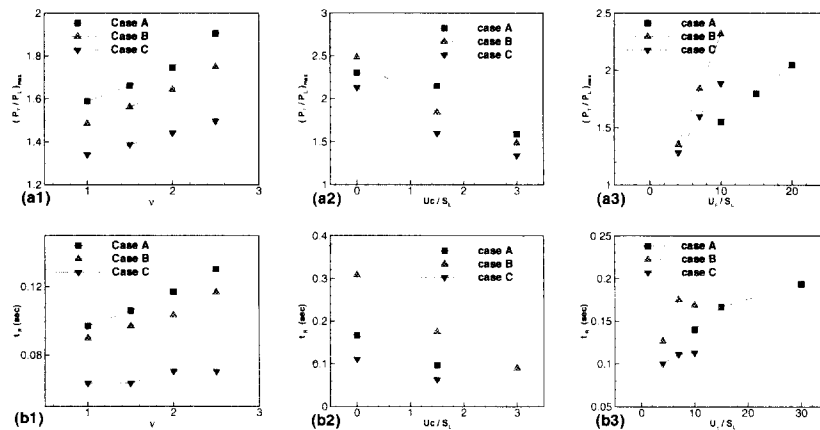


Fig. 12 Effect of (1) volume expansion, (2) vortex convection velocity, and (3) characteristic rotation velocity on (a) maximum flame perimeter and (b) residence time for cases A, B, and C.

단일 와동 및 역회전 와쌍과 예혼합화염의 상호작용 문제에 적용하여 주요한 인자들의 영향을 고찰하여 보았다. 이 과정에서 실험적으로 와동과 화염의 상호작용에서 볼 수 있는 물리적 과정들을 확인할 수 있었으며 이때 중요한 인자들의 영향을 다음과 같이 고찰하였다.

- (1) 체적팽창은 초기 화염길이 변화율에는 영향을 주지 않으나 화염의 잔류시간을 늘리고 결과적인 화염의 최대 왜곡을 증가시키기 때문에 반응물의 연소율에 고려해야 할 중요한 인자이다.
- (2) 와동의 이동속도는 화염이 와동에 부착되어서 늘어남으로 인해 초기 화염길이는 빨리 증가시키지만 잔류시간이 줄어들기 때문에 화염의 말림 등이 충분치 못하여 최대 왜곡은 오히려 줄어들게 된다.
- (3) 와동의 세기는 화염을 말아올림으로써 화염면의 왜곡을 크게하고 잔류시간도 함께 증가시킴으로서 반응물의 연소율에 중요한 역할을 한다. 이상에서 결론적으로 층류 화염면 영역에 속하는 난류 예혼합연소 과정이 일어나는 연소기에서 연소율을 증가시키려면 난류유동장의 대류 속도는 너무 크지 않는 것이 좋은 반면에 충분한 전단류를 생성하여 에디의 강도를 키우도록 설계해야 하

며 연료를 적절히 선정하고 당량비를 조절한다면 연소가스의 온도를 높일 수 있고, 체적팽창 효과에 의해서 연소율은 더 커질 것으로 사료된다.

### 후 기

본 논문의 연구는 1997년도 한국학술진흥재단의 자유공모과제(1997-001-E00138) 연구비에 의하여 연구되었으며 저자는 한국학술진흥재단의 연구 지원에 감사드립니다.

### 참고문헌

- (1) Turns, S. R., *An Introduction to Combustion*, McGraw-Hill, 1996
- (2) Sung, C. J., Yu, K. M., and Law, C. K., "On the Geometry and Burning Intensity of Wrinkled Premixed Flames," *AIAA Paper 92-0238*, January 1992
- (3) Markstein, G. H., *Nonsteady Flame Propagation*, Pergamon, 1964
- (4) Kerstein, A. R., Ashurst, W. T., and Williams, F. A., "Field equation for interface propagation in an unsteady homogeneous flow field," *Phys. Rev. A* 37, pp. 2728-2731, 1988
- (5) Aldredge, R. C., "The Propagation of Wrinkled

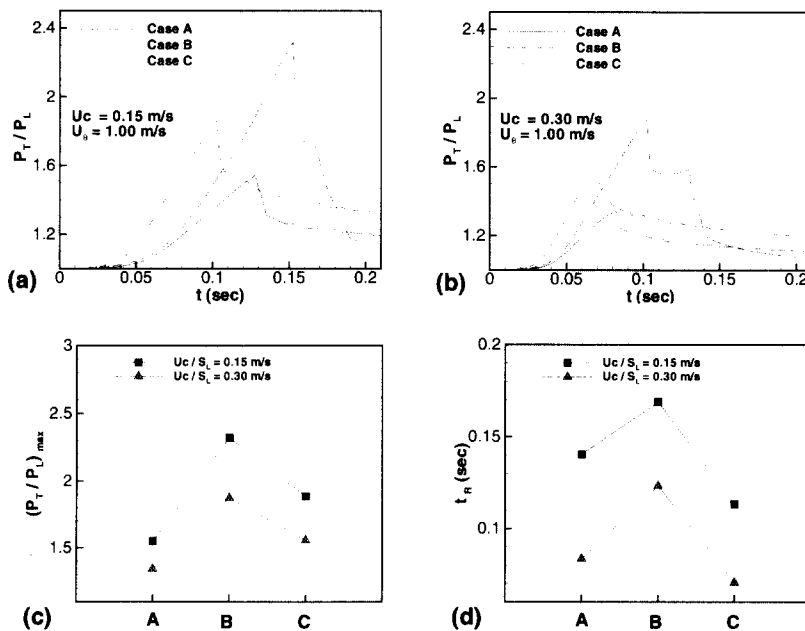


Fig. 13 Comparisons of three test configurations A, B, and C : (a/b) transient flame perimeter, (c) maximum flame perimeter and (d) residence time.

- Premixed Flames in Spatially Periodic Shear Flow," *Combustion and Flame*, Vol.90, pp.121-133, 1992
- (6) Zhu, J. and Ronney, P. D. ,"Simulation of Front Propagation at Large Non-dimensional Flow Disturbance Intensities," *Combustion. Sci. and Tech.*, Vol.100, pp.183 - 201, 1994
- (7) Sung, C. J., Sun, C. J., and Law, C. K. ,"Analytic Description of the Evolution of Two-Dimensional Flame Surfaces," *Combustion and Flame*, Vol.107, pp. 114-124, 1996
- (8) Ashurst, W. T., "A Simple Illustration of Turbulent Flame Ball Growth," *Combustion.Sci.and Tech.*, Vol.104, pp.19-32, 1995
- (9) Ghoniem, A. F., Chorin, A. J., and Oppenheim, A. K., "Numerical Modeling of Turbulent Flow in a Combustion Tunnel," *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* A-304, pp. 303-325, 1982.
- (10) Mueller, C.J, Driscoll, J. F, Reuss, D. L, Drake, M. C, and Rosalik, M. E., "Generation and Attenuation of Vorticity by Flames: Measured Vorticity Field Time Evolution during a Premixed Flame-Vortex Interaction," *Combustion and Flame*, Vol. 112, pp. 342-358, 1998
- (11) Wu, M. S., and Driscoll, J. F., "A Numerical Simulation of a Vortex Convected Through a Laminar Premixed Flame," *Combustion and Flame*, Vol. 91, pp. 310-322, 1992
- (12) Vassilicos, J. C. and Nikiforakis, N., "Flamelet-Vortex Interaction and The Gibson Scale," *Combustion and Flame*, Vol.109, pp. 293-302, 1997
- (13) Ashurst, W. T., Kerstein, A. R., Kerr, R. M., and Gibson, C. H., *Phys. Fluids*, Vol. 30, pp. 2343-2353, 1987